

ISSN 1561-2430 (Print)  
 ISSN 2524-2415 (Online)  
 УДК 621.315.592  
<https://doi.org/10.29235/1561-2430-2019-55-4-489-497>

Поступила в редакцию 02.09.2019  
 Received 02.09.2019

**Ф. П. Коршунов, Н. Е. Жданович, Д. Н. Жданович**

*Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси  
 по материаловедению, Минск, Беларусь*

## ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛУЧЕННЫХ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ *p-n*-СТРУКТУР НА ЯДЕРНО-ЛЕГИРОВАННОМ КРЕМНИИ

**Аннотация.** Приводятся результаты исследования влияния отжига ( $T_{\text{отж}} = 300\text{--}800\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) на время жизни неосновных носителей заряда  $\tau_p$  в *n*-базе *p-n*-структур на базе высокоомного ядерно-легированного кремния (ЯЛК) КОФ300, облученных электронами с  $E_e = 4\text{ МэВ}$  при комнатной температуре флюенсами  $\Phi = 1 \cdot 10^{14}\text{--}3 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$ . Установлено, что при малых флюенсах электронов ( $\Phi = 1 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-2}$ ) отжиг времени жизни неосновных носителей заряда  $\tau_p$  в *n*-базе структур проходит в две стадии: первая –  $320\text{--}400\text{ }^{\circ}\text{C}$ , вторая –  $550\text{--}650\text{ }^{\circ}\text{C}$ . При более высоких флюенсах облучения ( $\Phi = 5 \cdot 10^{15}\text{--}2 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$ ) наблюдается три стадии отжига: первая –  $400\text{--}450\text{ }^{\circ}\text{C}$ , вторая –  $520\text{--}650\text{ }^{\circ}\text{C}$  и третья –  $710\text{--}770\text{ }^{\circ}\text{C}$ . При этом на зависимости барьерной емкости  $C$  структур от  $T_{\text{отж}}$  для высоких флюенсов облучения до  $T_{\text{отж}} = 400\text{ }^{\circ}\text{C}$  измеряется геометрическая емкость. В диапазоне  $T_{\text{отж}} = 420\text{--}570\text{ }^{\circ}\text{C}$  наблюдается рост  $C$  с максимумом при  $T_{\text{отж}} = 480\text{ }^{\circ}\text{C}$  и последующий спад до значений геометрической емкости в области  $T_{\text{отж}} = 600\text{--}670\text{ }^{\circ}\text{C}$ , а затем рост в области  $T_{\text{отж}} = 720\text{--}770\text{ }^{\circ}\text{C}$  до значений, соответствующих необлученному образцу с выходом на плато при  $T_{\text{отж}} = 770\text{--}800\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Анализ DLTS-спектров исследуемых структур позволил установить образование в процессе отжига глубокого акцепторного уровня  $E_C - 0,68\text{ эВ}$  при  $T_{\text{отж}} > 400\text{ }^{\circ}\text{C}$ , глубокого донорного уровня  $E_C - 0,32\text{ эВ}$  при отжиге в диапазоне  $T_{\text{отж}} = 420\text{--}570\text{ }^{\circ}\text{C}$  и глубокого акцепторного уровня  $E_C - 0,53\text{ эВ}$  при  $T_{\text{отж}} > 700\text{ }^{\circ}\text{C}$ , что удовлетворительно объясняет полученные в данной работе зависимости  $\tau_p$  и  $C$  от  $T_{\text{отж}}$ .

**Ключевые слова:** радиационный дефект, радиационно-термический дефект, электронное облучение, высокотемпературный отжиг, время жизни неосновных носителей заряда, DLTS-спектроскопия

**Для цитирования.** Коршунов, Ф. П. Влияние высокотемпературного отжига на характеристики облученных быстрыми электронами *p-n*-структур на ядерно-легированном кремнии / Ф. П. Коршунов, Н. Е. Жданович, Д. Н. Жданович // Вест. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2019. – Т. 55, № 4. – С. 489–497. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2019-55-4-489-497>

**F. P. Korshunov, N. E. Zhdanovich, D. N. Zhdanovich**

*Scientific-Practical Materials Research Centre of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*

## INFLUENCE OF HIGH-TEMPERATURE ANNEALING ON THE CHARACTERISTICS OF FAST ELECTRON-IRRADIATED *p-n*-STRUCTURES BASED ON NEUTRON DOPED SILICON

**Abstract.** The investigation results of the annealing influence ( $T_{\text{ann}} = 300\text{--}800\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) on the minority charge carrier lifetime  $\tau_p$  in the *n*-base of *p-n*-structures, manufactured on the base of neutron transmutation doped silicon (NTD) КОФ300, irradiated at room temperature by different fluences ( $F = 1 \cdot 10^{14}\text{--}3 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$ ) of electrons with the energy of  $E_e = 4\text{ MeV}$  are presented. It is established that at low electron fluences ( $F = 1 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-2}$ ), the annealing of minority charge carrier lifetime  $\tau_p$  in the *n*-base of *p-n*-structures occurs in two stages: the first –  $320\text{--}400\text{ }^{\circ}\text{C}$  and the second –  $550\text{--}650\text{ }^{\circ}\text{C}$ . At higher electron fluences ( $F = 5 \cdot 10^{15}\text{--}2 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$ ), three annealing stages occur: the first –  $400\text{--}450\text{ }^{\circ}\text{C}$ , the second –  $520\text{--}650\text{ }^{\circ}\text{C}$  and the third –  $710\text{--}770\text{ }^{\circ}\text{C}$ . At this, the structure barrier capacitance  $C$  dependences on  $T_{\text{ann}}$  at high electron fluences show the geometry capacitance up to the annealing temperatures  $T_{\text{ann}} = 400\text{ }^{\circ}\text{C}$ . In the annealing temperature range of  $T_{\text{ann}} = 420\text{--}570\text{ }^{\circ}\text{C}$ , the increase in  $C$  with maximum is seen at  $T_{\text{ann}} = 480\text{ }^{\circ}\text{C}$  and a subsequent decrease in the geometry capacitance is seen in the annealing temperature range of  $T_{\text{ann}} = 600\text{--}670\text{ }^{\circ}\text{C}$ , and then again the increase in  $C$  occurs in the annealing temperature range of  $T_{\text{ann}} = 720\text{--}770\text{ }^{\circ}\text{C}$  reaching the  $C$  values corresponding to those of the non-irradiated samples in the annealing temperature range of  $T_{\text{ann}} = 770\text{--}800\text{ }^{\circ}\text{C}$ . The analysis of the DLTS-spectra of the investigated structures has allowed establishing the formation in the annealing process of the deep acceptor level  $E_C - 0.68\text{ eV}$  at  $T_{\text{ann}} > 400\text{ }^{\circ}\text{C}$ , the deep donor level  $E_C - 0.32\text{ eV}$  in the annealing temperature range of  $T_{\text{ann}} = 420\text{--}570\text{ }^{\circ}\text{C}$  and the deep acceptor level  $E_C - 0.53\text{ eV}$  at  $T_{\text{ann}} > 700\text{ }^{\circ}\text{C}$ , which satisfactorily explains the dependences of  $\tau_p$  and  $C$  on  $T_{\text{ann}}$  obtained in this paper.

**Keywords:** radiation defect, radiation-thermal defect, electron irradiation, high-temperature annealing, minority charge carrier lifetime, DLTS-spectroscopy

**For citation.** Korshunov F. P., Zhdanovich N. E., Zhdanovich D. N. Influence of high-temperature annealing on the characteristics of fast electron-irradiated  $p$ - $n$ -structures based on neutron doped silicon. *Vestsi Natsyianal'nai akademii navuk Belarusi. Seryia fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2019, vol. 55, no. 4, pp. 489–497 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2019-55-4-489-497>

**Введение.** Практика показывает, что качество и надежность полупроводниковых приборов во многом определяется тем, насколько равномерно пролегирован нужными примесями (донорами, акцепторами) исходный полупроводниковый кристалл, по крайней мере, это относится к кремнию. Оказывается, недостаточно получить совершенный кремниевый кристалл, что само по себе является сложной задачей. Для того чтобы найти ему практическое применение в приборостроении, следует ввести в кристалл необходимые примеси в строго дозированных концентрациях, так как именно они определяют его характеристики. Легирование кристалла проводится во время его выращивания и осуществляется при очень высоких температурах (выше 1270 К), при этом неравномерность распределения примесей иногда достигает 15–20 %, а нужно, чтобы она была значительно ниже. В результате параметры многих кремниевых приборов, изготовленных на таких кристаллах, особенно силовых, сильно различаются. По этой причине в производстве силовых приборов используется кремний, полученный с применением другого способа легирования, обеспечивающего более равномерное распределение легирующей примеси, а именно: с использованием нейтронного облучения [1].

Выращенный кристалл кремния состоит в основном из трех его изотопов:  $\text{Si}^{28}$  (92,21 %),  $\text{Si}^{29}$  (4,7 %) и  $\text{Si}^{30}$  (3,09 %). Изотоп кремния  $\text{Si}^{30}$  захватывает нейтрон и переходит в изотоп  $\text{Si}^{31}$ , который нестабилен и через 2,6 ч переходит в изотоп фосфора с испусканием отрицательно заряженной  $\beta$ -частицы. Изотопы кремния  $\text{Si}^{28}$  и  $\text{Si}^{29}$  при ядерных реакциях не дают других стабильных химических элементов, поэтому не изменяют свойства кремния. При этом ядерная реакция особенно эффективно протекает на медленных нейтронах, т. е. изотоп кремния с высокой вероятностью захватывает именно тепловые медленные нейтроны [2].

В настоящей работе приведены результаты изучения влияния высокоэнергичных электронов на  $p^+$ - $n$ -структуры на ядерно-легированном кремнии (ЯЛК) с проведением отжига в широком диапазоне температур и флюенсов облучения. Следует отметить, что ранее такие исследования не проводились, хотя полученные результаты будут представлять интерес как в плане использования в полях излучений приборов на ЯЛК, так и при их производстве для регулирования их параметров, таких как быстродействие, посредством ввода в них вместо золота или платины термостабильных радиационных дефектов с применением облучения ионизирующими излучениями, например быстрыми электронами.

**Методика эксперимента.** Исследования проводились на специально изготовленных тестовых образцах на пластинах ядерно-легированного кремния КОФ300. Толщина пластин составляла 1000 мкм.  $p$ - $n$ -Переход формировался диффузией бора. Глубина залегания перехода составляла 200 мкм, а площадь структур – 10 мм<sup>2</sup>. Омические контакты создавались путем подлегирования структур со стороны  $n$ - и  $p$ -областей фосфором и бором соответственно до концентраций порядка  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Структуры облучались электронами с энергией 4 МэВ при плотности потока, равной  $1 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Облучение структур проводилось при комнатной температуре в диапазоне флюенсов  $1 \cdot 10^{14}$ – $3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>.

Для исследования влияния отжига на время жизни неосновных носителей заряда были использованы 4 набора образцов, облученных разными флюенсами электронов: 1)  $\Phi = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>; 2)  $\Phi = 6 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>; 3)  $\Phi = 9 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>; 4)  $\Phi = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Увеличение флюенса электронного облучения позволяло увеличивать концентрацию радиационных дефектов, вводимых в базовую область структур. Облученные и контрольные необлученные образцы отжигались изохронно в интервале температур 300–800 °С в течение 15 мин на воздухе. Время жизни неосновных носителей заряда (ННЗ) измерялось при высоком уровне инжекции по методу Лэкса [3]. До облучения время жизни неосновных носителей заряда составляло ~20–30 нс. В процессе отжига также контролировалась барьерная емкость  $p$ - $n$ -структур при двух значениях обратного смещения:

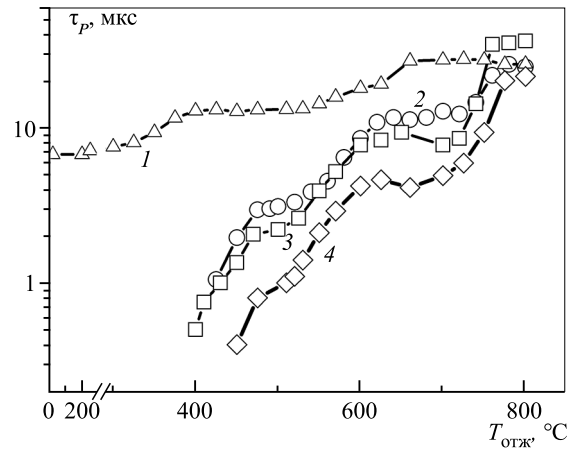


Рис. 1. Зависимости времени жизни неосновных носителей заряда в высокоомной базе диодов  $\tau_p$  от температуры изохронного отжига (время отжига – 15 мин): 1 –  $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ; 2 –  $\Phi = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ; 3 –  $\Phi = 9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ; 4 –  $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$

Fig. 1. Dependences of the lifetime of minority charge carriers in the high-resistivity base of diodes  $\tau_p$  on the isochronous annealing temperature (annealing time – 15 min): 1 –  $F = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ; 2 –  $F = 6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 3 –  $F = 9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ; 4 –  $F = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$

0 и –40 В, что давало возможность отслеживать концентрацию образующихся дефектов как вблизи  $p$ - $n$ -перехода, так и в глубине высокоомной базы. Емкость измерялась с помощью измерителя LCR E7-12 в параллельной схеме замещения на частоте 1 МГц.

**Результаты и их обсуждение.** Зависимости времени жизни неосновных носителей заряда  $\tau_p$  в высокоомной  $n$ -базе диодов от температуры изохронного отжига приведены на рис. 1. Из полученных данных видно, что наблюдается различный характер изменений времени жизни ННЗ в результате термического отжига образцов, облученных разными флюенсами электронов. Для малых флюенсов электронов (кривая 1,  $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  – низкая концентрация радиационных дефектов (РД)) отжиг проходит в две стадии: первая – 320–400 °С, вторая – 550–650 °С. Для высоких флюенсов облучения (кривые 2–4,  $\Phi = 5 \cdot 10^{15}$ – $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  – высокая концентрация РД) на полученных зависимостях времени жизни неосновных носителей заряда от температуры отжига наблюдается три стадии отжига: первая – 400–450 °С, вторая – 520–650 °С и третья – 710–770 °С.

Значения  $\tau_p$  образцов, облученных флюенсами электронов  $5 \cdot 10^{15}$ – $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , в интервале температур 20–400 °С были меньше нижнего предела измерения установки (<100 нс). Вследствие этого зависимости 2–4 на рис. 1 начинаются со значений  $T_{\text{отж}} \geq 400 \text{ °С}$  и, безусловно, у сильно облученных образцов также присутствует низкотемпературная стадия отжига при  $T_{\text{отж}} < 400 \text{ °С}$ .

На рис. 2, а показаны DLTS-спектры исследуемых структур до электронного облучения. Спектры измерялись в режиме перезарядки глубоких уровней основными носителями заряда. Из полученных результатов видно, что три пика E01–E03 соответствуют эмиссии в зону проводимости электронов с глубоких уровней дефектов технологического типа, содержащихся в базовой  $n$ -области исходных  $p$ - $n$ -структур. Пика E01 с положением на спектре максимума при 117 К соответствует глубокий уровень акцепторного типа  $E_C - 0,22 \text{ эВ}$  и сечением захвата электронов  $\sigma_n = 2,44 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ , пика E02 при 180 К –  $E_C - 0,27 \text{ эВ}$  и  $\sigma_n = 2,11 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  и пика E03 при 280 К –  $E_C - 0,53 \text{ эВ}$  и  $\sigma_n = 1,55 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ . Концентрация ловушек в исходном базовом  $n$ -Si составляет менее одного процента от концентрации легирующей примеси ( $10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) и, вероятнее всего, в их роли выступают неконтролируемые примеси. Данных, полученных методом DLTS, недостаточно для однозначной идентификации центров E02–E03.

На рис. 2, б приведены DLTS-спектры  $p$ - $n$ -структуры после облучения флюенсом электронов  $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  и последующего изохронного отжига при температурах 325 и 425 °С. При такой концентрации введенных РД степень компенсации высокоомной базы структур не превышает 20 %, что позволяет проследить отжиг дефектов методом DLTS-спектроскопии. Сразу после элек-

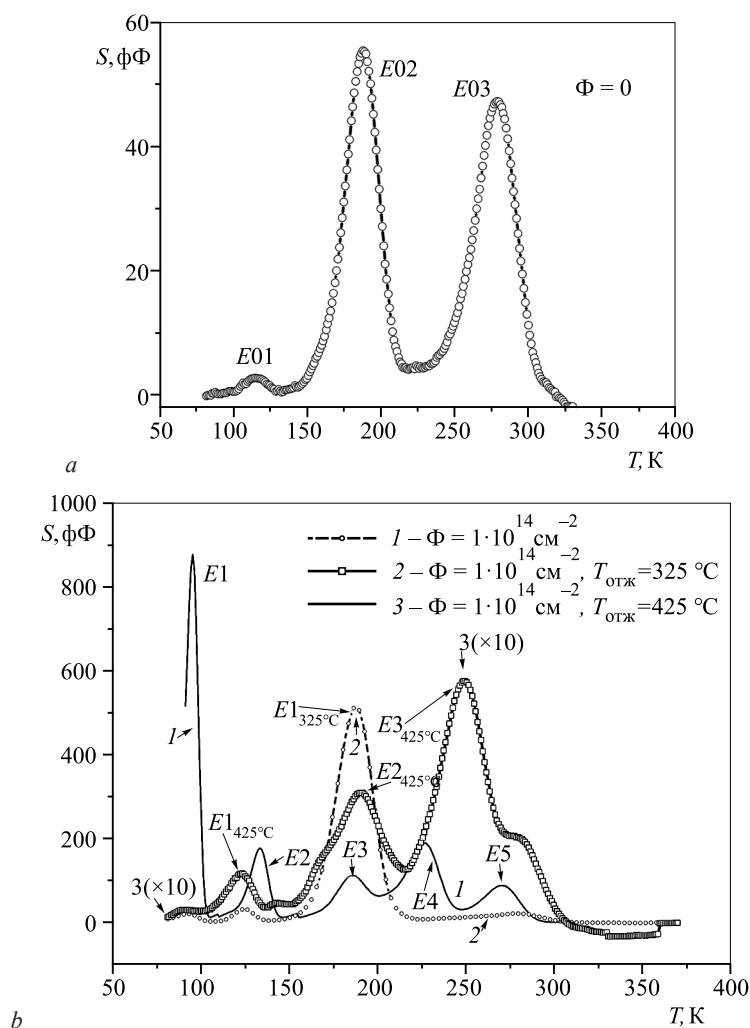


Рис. 2. DLTS-спектры  $p$ - $n$ -структуры до и после облучения флюенсом электронов  $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  и последующего изохронного отжига при температурах 325 и 425 °C;  $a$ :  $\Phi = 0$ ;  $b$ : 1 –  $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ; 2 –  $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ,  $T_{\text{отж}} = 325 \text{ °C}$ ,  $t_{\text{отж}} = 15 \text{ мин}$ ; 3 –  $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ,  $T_{\text{отж}} = 425 \text{ °C}$ ,  $t_{\text{отж}} = 15 \text{ мин}$ .  $S$  – значение нестационарной емкости, в фемтофарадах; окно скоростей  $e_m = 191,4 \text{ с}^{-1}$

Fig. 2. DLTS spectra of the  $p$ - $n$ -structure before and after of irradiation with the electron fluence  $F = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  and after subsequent annealing at temperatures 325 and 425 °C;  $a$ :  $F = 0$ ;  $b$ : 1 –  $F = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ,  $T_{\text{ann}} = 325 \text{ °C}$ ,  $t_{\text{ann}} = 15 \text{ min}$ ; 2 –  $F = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ,  $T_{\text{ann}} = 425 \text{ °C}$ ,  $t_{\text{ann}} = 15 \text{ min}$ .  $S$  – value of the non-stationary capacity, in femtofarads; emission rate window  $e_m = 191,4 \text{ s}^{-1}$

тронного облучения (кривая 1) на спектре наблюдается пять пиков, связанных с эмиссией электронов с введенных РД глубоких уровней. Значения параметров этих глубоких уровней следующие:

- $E1$  (А-центр):  $E = E_C - 0,18 \text{ эВ}$  и сечением захвата электронов  $\sigma_n = 1,86 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ ;
- $E2$  (мелкий уровень дивакансии):  $E = E_C - 0,25 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_n = 4,73 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ ;
- $E3$  (природа дефекта не установлена):  $E = E_C - 0,27 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_n = 2,11 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ;
- $E4$  (глубокий уровень дивакансии):  $E = E_C - 0,41 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_n = 8,2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ;
- $E5$  (природа дефекта не установлена):  $E = E_C - 0,53 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_n = 1,55 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ .

Вид спектра остается неизменным до  $T_{\text{отж}} = 275 \text{ °C}$ . При  $T_{\text{отж}} \geq 275 \text{ °C}$  спектр облученной структуры начинает изменяться с одновременным увеличением времени жизни неосновных носителей заряда. При  $T_{\text{отж}} = 325 \text{ °C}$  (кривая 2) исчезают пики  $E1$  (А-центр), а также  $E2$  и  $E4$  (дивакансия). Отжиг вакансионных комплексов ведет к образованию термически более стабильной ловушки с глубоким уровнем  $E_C - 0,33 \text{ эВ}$  и сечением захвата основных носителей  $\sigma_n = 8,87 \times 10^{-16} \text{ см}^2$  (пик  $E1_{325 \text{ °C}}$ ). С увеличением температуры изохронного отжига до 425 °C вид DLTS-спектра продолжает изменяться (кривая 3 на рис. 2,  $b$ ). На этом этапе происходит отжиг ловушки

с уровнем  $E_C - 0,33$  эВ и образование новых дефектов с глубокими уровнями  $E_C - 0,20$  эВ и сечением захвата  $\sigma_n = 1,21 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup> (пик  $E1_{425}$  °С), а также  $E_C - 0,44$  эВ и  $\sigma_n = 5,26 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> (пик  $E3_{425}$  °С). Концентрация образовавшихся ловушек незначительна и соответствующие им амплитуды пиков на рис. 2, *b* для наглядности увеличены в 10 раз. Пик  $E2_{425}$  °С является суммой двух близко расположенных пиков, которые не удалось разделить и определить параметры соответствующих им глубоких уровней.

На рис. 3 показаны *DLTS*-спектры того же образца, что и на рис. 2, *b*. В этом случае измерения проводились в режиме перезарядки ловушек неосновными носителями заряда, т. е. определялись глубокие уровни радиационных дефектов в нижней половине запрещенной зоны Si.

После облучения образца электронами возникает доминирующий пик *H1* в результате эмиссии дырок с глубокого уровня  $E_v + 0,36$  эВ и сечением захвата  $\sigma_p = 1,02 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> комплекса междуузельный углерод – междуузельный кислород  $C_iO_i$  (кривая 2). Данный радиационный дефект обладает высокой термической стабильностью [4] и начинает отжигаться только при  $T_{отж} = 450-475$  °С (кривые 3 и 4). При  $T_{отж} = 450$  °С регистрируется *DLTS*-сигнал эмиссии дырок с двух уровней ловушек  $C_iO_i$  и вновь образовавшейся  $C_i-O_{2i}$  (междуузельный углерод – два междуузельных атома кислорода) с  $E_v + 0,39$  эВ и  $\sigma_p = 2,32 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>. После отжига при 475 °С регистрируется сигнал только от ловушки  $C_i-O_{2i}$  (пик *H2*). Комплекс междуузельного типа  $C_i-O_{2i}$  отжигается при повышении температуры отжига до 600 °С. При более высоких температурах отжига в нижней половине запрещенной зоны глубоких уровней дефектов для всех флюенсов облучения ( $\Phi = 1 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>) не наблюдается.

На рис. 4 приведены зависимости значения барьерной емкости *S* от температуры отжига образцов, облученных флюенсами электронов  $\Phi = 1 \cdot 10^{14}$  и  $2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Барьерная емкость измерялась при комнатной температуре при двух значениях обратного напряжения  $U_{обр} = 0$  и  $-40$  В.

Каких-либо значимых изменений емкости для флюенса облучения  $\Phi = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> не наблюдается ввиду низкой концентрации радиационных дефектов в исследуемом образце. Это

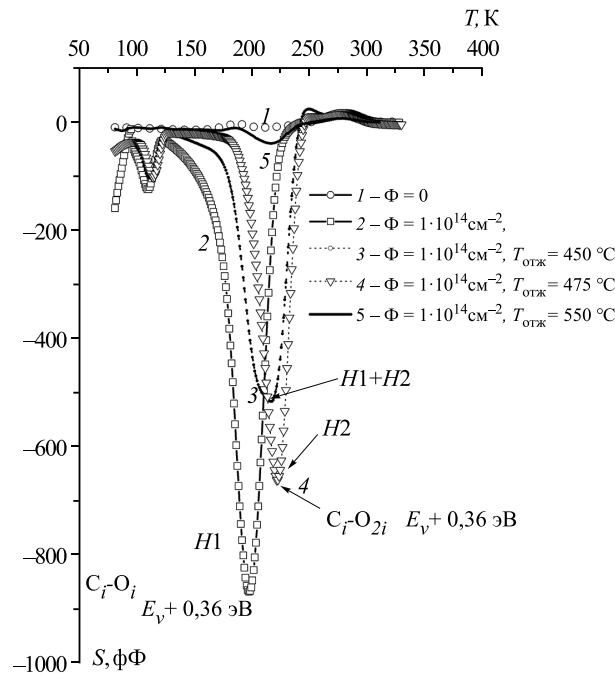


Рис. 3. *DLTS*-спектры *p-n*-структуры до и после облучения флюенсом электронов  $\Phi = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> и последующего изохронного отжига при температурах 450–550 °С: 1 –  $\Phi = 0$ ; 2 –  $\Phi = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>; 3 –  $\Phi = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>,  $T_{отж} = 450$  °С,  $t_{отж} = 15$  мин; 4 –  $\Phi = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>,  $T_{отж} = 475$  °С,  $t_{отж} = 15$  мин; 5 –  $\Phi = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>,  $T_{отж} = 550$  °С,  $t_{отж} = 15$  мин. *S* – значение нестационарной емкости (фФ); окно скоростей  $e_m = 191,4$  с<sup>-1</sup>

Fig. 3. *DLTS* spectra of the *p-n*-structure before and after of irradiation with the electron fluence  $F = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> and after subsequent annealing at temperatures 450–550 °С: 1 –  $F = 0$ ; 2 –  $F = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>; 3 –  $F = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>,  $T_{ann} = 450$  °С,  $t_{ann} = 15$  min; 4 –  $F = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>,  $T_{ann} = 475$  °С,  $t_{ann} = 15$  min; 5 –  $F = 1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>,  $T_{ann} = 550$  °С,  $t_{ann} = 15$  min. *S* – value of the non-stationary capacity (fF); emission rate window  $e_m = 191,4$  s<sup>-1</sup>



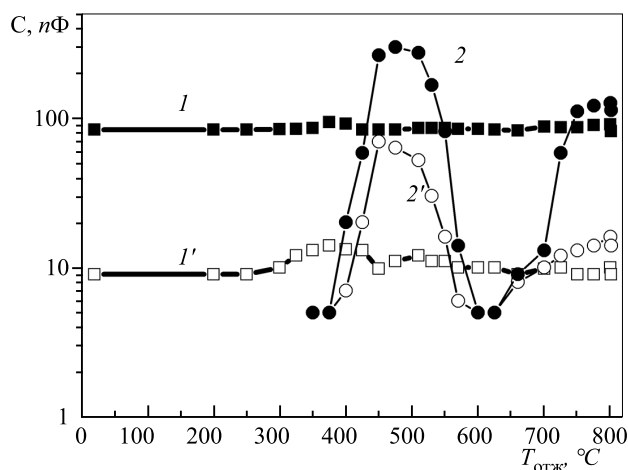


Рис. 4. Зависимости барьерной емкости  $C$  образцов с высокой и низкой концентрацией радиационных дефектов от температуры отжига:  $I - C_{(\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}) - 0 \text{ В}}$ ;  $I' - C_{(\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}) - 40 \text{ В}}$ ;  $2 - C_{(\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}) - 0 \text{ В}}$ ;  $2' - C_{(\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}) - 40 \text{ В}}$

Fig. 4. Dependences of the barrier capacitance  $C$  of samples with high and low RD concentrations on the annealing temperature:  $C_{(\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}) - 0 \text{ V}}$ ;  $I' - C_{(\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}) - 40 \text{ V}}$ ;  $2 - C_{(\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}) - 0 \text{ V}}$ ;  $2' - C_{(\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}) - 40 \text{ V}}$

обусловлено тем, что при флюенсе облучения  $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  суммарная концентрация РД не превышает 20 % от концентрации легирующей примеси и при этом доминирующим является дефект с мелким акцепторным уровнем ( $E_C - 0,17 \text{ эВ}$  – А-центр), который не заполнен носителями при комнатной температуре.

В случае с высокой концентрацией радиационных дефектов (кривые 2, 2';  $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) наблюдается немонотонная зависимость барьерной емкости от температуры отжига. До температур отжига  $400 \text{ }^\circ\text{C}$  измеряется геометрическая емкость структур ввиду полной компенсации высокоомной базы радиационными дефектами [5]. В диапазоне температур отжига  $420\text{--}570 \text{ }^\circ\text{C}$  наблюдается рост барьерной емкости с максимумом при  $T_{\text{отж}} = 480 \text{ }^\circ\text{C}$  и последующий спад до значений геометрической емкости при  $T_{\text{отж}} = 600\text{--}670 \text{ }^\circ\text{C}$ . В области температур  $720\text{--}800 \text{ }^\circ\text{C}$  наблюдается восстановление значения барьерной емкости до значений, соответствующих необлученному образцу. Значения барьерной емкости на зависимостях 2, 2' при  $T_{\text{отж}} = 480 \text{ }^\circ\text{C}$  многократно превышают аналогичные значения на зависимостях 1 и 1'. Этот факт позволяет предположить, что в результате отжига радиационных дефектов при  $T_{\text{отж}} = 420\text{--}570 \text{ }^\circ\text{C}$  образуются дефекты с донорным уровнем, концентрация которых больше концентрации легирующей примеси.

Известно, что при длительных термообработках кристаллов кремния в указанной области температур образуются кислородные термодоноры [6]. Их отжиг происходит при  $T_{\text{отж}} = 600\text{--}670 \text{ }^\circ\text{C}$ . В нашем случае время изохронного отжига составляет 15 мин. Это значение меньше, чем указанное в работе [6]. Более того, нами был проведен длительный отжиг необлученных образцов в течение 10 ч при температурах  $400$  и  $480 \text{ }^\circ\text{C}$ . В результате такой термообработки барьерная емкость структур увеличивалась всего на 10–15 %, что позволяет говорить о маловероятной возможности ускоренной генерации термодоноров и в присутствии радиационных дефектов. Допустимо предположить, что немонотонная зависимость  $C(T_{\text{отж}})$  при  $T_{\text{отж}} = 420\text{--}570 \text{ }^\circ\text{C}$  связана с образованием более термостабильных дефектов донорного типа при отжиге РД.

Дополнительные данные, которые позволяют проинтерпретировать немонотонный ход зависимости барьерной емкости образцов с высокой концентрацией РД (рис. 4, кривые 2, 2') были получены из измерений *DLTS*-спектров этих структур.

На рис. 5 представлены *DLTS*-спектры структуры, облученной флюенсом электронов  $\Phi = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  и отожженной при  $T_{\text{отж}} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$  (спектр 1), и структуры, облученной флюенсом электронов  $\Phi = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  и отожженной при температуре  $750 \text{ }^\circ\text{C}$  (спектр 2). На спектре 1 доминируют 2 пика глубоких уровней:  $E1_{500} \text{ с}$  с энергией активации  $E_C - 0,32 \text{ эВ}$  и сечением захвата основных носителей  $\sigma_n = 1,02 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  и  $E2_{500} \text{ с}$  с  $E_C - 0,68 \text{ эВ}$  и  $\sigma_n = 2,15 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ . Анализ температурной зависимости емкости (полученной в ходе *DLTS*-измерений) в интервале температур

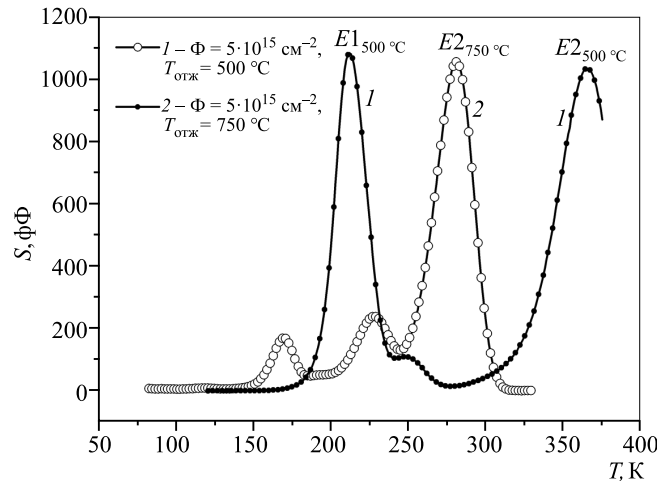


Рис. 5. DLTS-спектры исследуемых структур с высокой концентрацией радиационных дефектов после облучения и последующего отжига при различных температурах: 1 –  $\Phi = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ,  $T_{\text{отж}} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{отж}} = 15 \text{ мин}$ ; 2 –  $\Phi = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ,  $T_{\text{отж}} = 750 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{отж}} = 15 \text{ мин}$ . Окно скоростей  $e_m = 191,4 \text{ с}^{-1}$

Fig. 5. DLTS spectra of the studied structures with a high concentration of RD after irradiation and subsequent annealing at different temperatures: 1 –  $F = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ,  $T_{\text{ann}} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{ann}} = 15 \text{ min}$ ; 2 –  $F = 1.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ,  $T_{\text{ann}} = 750 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{ann}} = 15 \text{ min}$ . Emission rate window  $e_m = 191.4 \text{ s}^{-1}$

77–400 К показал, что ее значение уже при температуре измерения, когда на спектре 1 полностью регистрируется пик  $E1_{500 \text{ }^\circ\text{C}}$  ( $T > 240 \text{ K}$ ), превышают значения емкости на зависимостях, полученных для образца, облученного малым флюенсом электронов (см. рис. 4, кривые 1, 1'), что позволяет сделать предположение о донорной природе дефекта с уровнем  $E_C - 0,32 \text{ эВ}$ . Также можно предположить, что с определенных флюенсов облучения легирующий вклад этого дефекта в интервале температур отжига 600–670 °C начинает превышать компенсирующий вклад другого регистрируемого на спектре 1 глубокого уровня  $E_C - 0,68 \text{ эВ}$ . Следует отметить, что величина энергии активации уровня  $E2_{500 \text{ }^\circ\text{C}}$  превышает полуширину запрещенной зоны кремния и интерпретация полученного результата требует дополнительных исследований. Возможно, при расчетах энергии активации в данном случае необходимо учитывать влияние последовательного сопротивления базы [7], а также влияние обмена носителями заряда между уровнями и обеими разрешенными зонами [8].

При отжиге в области более высоких температур материал высокоомной базы облученных высоким флюенсом электронов образцов снова становится компенсированным, что связано с отжигом дефекта с глубоким донорным уровнем  $E_C - 0,32 \text{ эВ}$ , и до температур отжига 650 °C запись спектров при флюенсах выше  $\Phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  невозможна. Кривая 2 на рис. 5 соответствует образцу, отожженному при температуре 750 °C. В спектре этого образца наблюдается 3 пика, и доминирующим по амплитуде является  $E2_{750 \text{ }^\circ\text{C}}$  с энергией активации глубокого уровня  $E_C - 0,53 \text{ эВ}$  и сечением захвата  $\sigma_n = 2,15 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ . Значение барьерной емкости образца близко к исходному (до облучения). Следовательно, в спектре отсутствуют донорные уровни и нет глубокого компенсирующего уровня ( $E_C - 0,68 \text{ эВ}$ ), определявшего барьерную емкость при комнатной температуре при более низких температурах отжига. Также следует обратить внимание на тот факт, что картина отжига и трансформации дефектов в структурах на высокоомном ядерно-легированном кремнии существенно отличается от картины отжига дефектов в структурах на базе кремния, легированного другими способами. Так, согласно [9, 10], уже при температуре отжига 600 °C в структурах на тянутом кремнии наблюдается отжиг практически всех РД при флюенсах облучения вплоть до  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  и отсутствуют дефекты с глубокими уровнями как донорного, так и акцепторного типов.

**Заключение.** Таким образом, в данной работе приведены результаты исследования по определению электрических характеристик радиационно-индуцированных дефектных комплексов в структурах высоковольтных диодов на ядерно-легированном кремнии. Показано,

что в диапазоне температур 400–800 °С методом *DLTS*-спектроскопии можно наблюдать процессы перестройки радиационных дефектов, предварительно введенных электронным облучением в базовую область *p-n*-структур при комнатной температуре. Определены основные закономерности формирования термостабильных центров в облученных быстрыми электронами структурах на ядерно-легированном кремнии в широком диапазоне температур отжига.

### Список использованных источников

1. Смирнов, Л. С. Легирование полупроводников методом ядерных реакций / Л. С. Смирнов. – Новосибирск: Наука, 1981. – 184 с.
2. Меднис, И. В. Справочные таблицы для нейтронно-активационного анализа / И. В. Меднис. – Рига: Знание, 1974. – 410 с.
3. Lax, B. Transient response of a *p-n* junction / B. Lax, S. F. Neustadter / *J. Appl. Phys.* – 1984. – Vol. 25, № 9. – P. 1148–1154. <https://doi.org/10.1063/1.1721830>
4. Defect-impurity complexes with high thermal stability in epi-Si n<sup>+</sup>-p diodes irradiated with MeV electrons / F. P. Korshunov [et al.] // *Vacuum.* – 2009. – Vol. 83. – P. S131–S133. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2009.01.044>
5. Берман, Л. С. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках / Л. С. Берман, А. А. Лебедев. – Л.: Наука, 1981. – 176 с.
6. Claybourn, M. Thermal donor formation and the loss of oxygen from solution in silicon heated at 450 °C / M. Claybourn, R. C. Newman // *Appl. Phys. Lett.* – 1988. – Vol. 52, № 25. – P. 2139–2141. <https://doi.org/10.1063/1.99557>
7. Астрова, Е. В. Влияние последовательного сопротивления диода на нестационарное емкостное измерение параметров глубоких уровней / Е. В. Астрова, А. А. Лебедев // *Физика и техника полупроводников.* – 1985. – Т. 19, № 8. – С. 1382–1385.
8. Емкостная спектроскопия глубоких уровней при обмене носителями заряда между уровнями и обеими разрешенными зонами / Е. А. Татохин [и др.] // *Вестн. Воронеж. гос. ун-та. Сер. Физика. Математика.* – 2008. – № 2. – С. 60–70.
9. Влияние отжига на перестройку центров рекомбинации в облученных кремниевых структурах / Ф. П. Коршунов [и др.] // *Докл. АН БССР.* – 1988. – Т. 32, № 9. – С. 781–783.
10. Исследование радиационно-термических дефектов и их влияние на параметры кремниевых диффузионных *p-n*-структур // Ф. П. Коршунов [и др.] // *Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук.* – 1998. – № 3. – С. 64–68.

### References

1. Smirnov L. S. *Doping of Semiconductors Using the Method of Nuclear Reactions.* Novosibirsk, Nauka Publ., 1981. 184 p. (in Russian)
2. Mednis I. V. *Reference Tables for Neutron-Activation Analyses.* Riga, Znanie Publ., 1974. 410 p. (in Russian)
3. Lax B., Neustadter S. F. Transient response of a *p-n* junction. *Journal of Applied Physics*, 1984, vol. 25, no. 9, pp. 1148–1154. <https://doi.org/10.1063/1.1721830>
4. Korshunov F. P., Lastovskii S. B., Markevich V. P., Murin L. I., Bogatyrev Yu. V., Peaker A. R. Defect-impurity complexes with high thermal stability in epi-Si n<sup>+</sup>-p diodes irradiated with MeV electrons. *Vacuum*, 2009, vol. 83, pp. S131–S133. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2009.01.044>
5. Berman L. S., Lebedev A. A. *Capacity Spectroscopy of Deep Centers in Semiconductors.* Leningrad, Nauka Publ., 1981. 176 p. (in Russian).
6. Claybourn M., Newman R. C. Thermal donor formation and the loss of oxygen from solution in silicon heated at 450 °C. *Applied Physics Letters*, 1988, vol. 52, no. 25, pp. 2139–2141. <https://doi.org/10.1063/1.99557>
7. Astrova E. V., Lebedev A. A. The influence of diode series resistance on deep levels parameters measuring by DLTS-spectroscopy method. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov = Semiconductors. Physics of the Solid State*, 1985, vol. 19, no. 8, pp. 1382–1385 (in Russian).
8. Tatohin E. A., Budanov A. V., Butusov I. Ju., Vasil'eva L. V., Tutov E. A. Capacity spectroscopy of deep levels in case of charge carriers interchange between levels an both allowed energy bands. *Vestnik Voronezhskogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya Fizika. Matematika = Proceeding of Voronezh State University. Series Physics. Mathematics*, 2008, no. 2, pp. 60–70 (in Russian).
9. Korshunov F. P., Marchenko I. G., Zdanovich N. E., Troschinskii V. T. Impact of annealing on recombination centers transformation in irradiated silicon structures. *Doklady AN BSSR = Proceedings of the Academy of Sciences of BSSR*, 1988, vol. 32, no. 9, pp. 781–783 (in Russian).
10. Korshunov F. P., Zdanovich N. E., Marchenko I. G. Investigation of radiation-thermal defects and their influence on the characteristics of silicon diffused *p-n*-structures. *Vesti Natsyianal'nai akademii navuk Belarusi. Seriya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 1998, no. 3, pp. 64–68 (in Russian).



### Информация об авторах

**Коршунов Федор Павлович** – член-корреспондент, доктор технических наук, профессор, главный научный сотрудник, лаборатория «Радиационные воздействия», Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению (ул. П. Бровки, 19, 220072, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: korshun@ifftp.bas-net.by

**Жданович Николай Евгеньевич** – научный сотрудник лаборатории «Радиационные воздействия», Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению (ул. П. Бровки, 19, 220072, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: jdan@ifftp.bas-net.by

**Жданович Дмитрий Николаевич** – младший научный сотрудник лаборатории «Радиационные воздействия», Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению (ул. П. Бровки, 19, 220072, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: zhdanovich\_d@ifftp.bas-net.by

### Information about the authors

**Fedor P. Korshunov** – Corresponding Member, Dr. Sc. (Engineering), Professor, Chief Researcher, Laboratory of the Radiation Effects, Scientific-Practical Materials Research Centre of the National Academy of Sciences of Belarus (19, P. Brovka Str., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: korshun@ifftp.bas-net.by

**Nikolai E. Zhdanovich** – Researcher of the Laboratory of the Radiation Effects, Scientific-Practical Materials Research Centre of the National Academy of Sciences of Belarus (19, P. Brovka Str., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: jdan@ifftp.bas-net.by

**Dmitrij N. Zhdanovich** – Junior Researcher of the Laboratory of the Radiation Effects, Scientific-Practical Materials Research Centre of the National Academy of Sciences of Belarus (19, P. Brovka Str., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: zhdanovich\_d@ifftp.bas-net.by